

ГОРЯЧИЕ СТРАННЫЕ ЗВЕЗДЫ. IV. ДЕФЕКТ МАССЫ И УСТОЙЧИВОСТЬ

Г.С.АДЖЯН, А.Г.АЛАВЕРДЯН

Поступила 10 апреля 2015

Принята к печати 24 июня 2015

Исследованы зависимости массы и дефекта массы от барионной массы изотермических (звезды с одинаковыми центральными температурами) и изоэнтропических (звезды с одинаковыми энтропиями, приходящимися на единицу барионного заряда) серий горячих странных звезд. По этим зависимостям определяется устойчивость этих звезд. Показано, что изоэнтропические серии горячих странных звезд одновременно являются и изотермическими сериями этих звезд по поверхностным температурам. Показано также, что близость точек максимальной массы и потери устойчивости на изотермической серии обусловлена очень слабой зависимостью численного значения максимальной массы странных звезд от значения центральной температуры.

Ключевые слова: *горячие кварковые звезды; горячие странные звезды; дефект массы; устойчивость звезды*

1. *Введение.* Уравнение состояния горячего странного кваркового вещества (HSQM), равновесные состояния и устойчивость горячих странных звезд (HSS) нами определены в [1-3]. Исследования проведены в рамках модели мешка MIT. Параметр мешка B считался независящим от концентрации кварков, а значение константы кварк-глюонного взаимодействия α_c принималось равным нулю. В этих работах, в частности, показано, что при $T < 100$ МэВ:

1. давление HSQM P при постоянной плотности энергии ϵ слабо зависит от температуры T ;

2. распределение температуры в изотермических HSS, вытекающее из общей теории относительности, с большой точностью совпадает с изоэнтропическим распределением температуры. Поэтому устойчивость HSS можно определить по статическому критерию устойчивости;

3. в отличие от функции $N = N(\rho_c, T_c)$ функция $M = M(\rho_c, T_c)$ (N - барионный заряд HSS, $\rho_c = \epsilon_c/c^2$, ϵ_c - плотность энергии в центре звезды, M - масса звезды) слабо зависит от значения температуры T_c в центре звезды;

4. на кривых зависимости массы от центральной плотности при постоянной центральной температуре T_c $M = M(\rho_c, T_c = \text{const})$ неустойчивость конфигураций наступает после максимума этой кривой. Эти две

точки настолько близки, что максимум этой кривой можно считать точкой потери устойчивости данной серии HSS.

В настоящей работе определен дефект массы HSS. Рассматривается взаимосвязь дефекта массы и устойчивости горячих страных звезд изоэнтропических серий.

Для определенности напомним, что как в [2,3], так и здесь изотермическими сериями HSS считаем серии изоэнтропических звезд с различными центральными плотностями и одинаковыми центральными температурами. Когда в серии HSS энтропия постоянна, приходящаяся на единицу барионного заряда, то серию называем изоэнтропической.

2. *Масса и барионная масса HSS.* Гравитационное поле HSS в достаточно удаленных областях от звезды является ньютоновским полем массы M . В общепринятых обозначениях метрических коэффициентов метрики Шварцшильда для массы M , полного барионного заряда N и барионной массы M_0 имеем:

$$M = 4\pi \int_0^R \rho r^2 dr, \quad N = 4\pi \int_0^R n e^{\lambda/2} r^2 dr, \quad M_0 = m_0 N, \quad (1)$$

где R - координатный радиус звезды, а n - плотность барионного заряда.

Дефектом массы называется величина

$$\Delta M = M_0 - M. \quad (2)$$

Чтобы все вещество HSS превратить в диффузную материю потребуется минимум $c^2 \Delta M$ энергии.

Положительность дефекта массы ($\Delta M \geq 0$) является необходимым условием устойчивости звезды. Для определения устойчивости сверхплотных конфигураций весьма продуктивными являются кривые зависимости гравитационной массы звезды M от M_0 (или от N). Эта зависимость для статических холодных нейтронных звезд в модели идеального барионного газа впервые определена Амбарцумяном и Саакяном [6], а с учетом взаимодействия между барионами - Саакяном и Вартаняном [7]. Ситуация с холодными статическими конфигурациями проста. При данном уравнении состояния масса и полный барионный заряд однозначным образом определяются значением плотности в центре звезды. Эта однозначность нарушается, когда звезда вращается, или если она горячая, или имеет сильное магнитное поле. В случае отсутствия сильных магнитных полей интегральные параметры горячих статических страных звезд однозначно определяются значениями центральной плотности ρ_c и T_c . Можно построить серию HSS, в которых центральная температура в зависимости от центральной плотности меняется наперед заданным законом $T_c = T_c(\rho_c)$. В случае $T_c = \text{const}$ имеем изотермические серии. Если же зависимость $T_c = T_c(\rho_c)$ выбрать так, чтобы центральные значения энтропии на один

барионный заряд S_{bc} во всех НСС были бы одинаковыми, то получим серии изоэнтропических НСС (изоэнтропические серии). Насколько эти серии будут полезны для выявления тех или иных свойств НСС, зависит от конкретной постановки решаемой задачи. В работе [3] отмечено, что для определения устойчивости НСС по статическому критерию пригодны изоэнтропические серии. Ниже убедимся, что именно такие серии НСС пригодны для исследования их устойчивости по анализу зависимости массы M (или дефекта массы ΔM) звезды от ее барионной массы M_0 (или от ее барионного заряда N).

Рассмотрим кривые зависимости массы M от барионной массы M_0 . Эти кривые для двух изоэнтропических (кривые q_2 и q_3), холодной (кривая q_1) и изотермической (пунктирная кривая q_4) серий приведены на рис. 1. На этом рисунке точки пунктирной кривой ab соответствуют максимумам

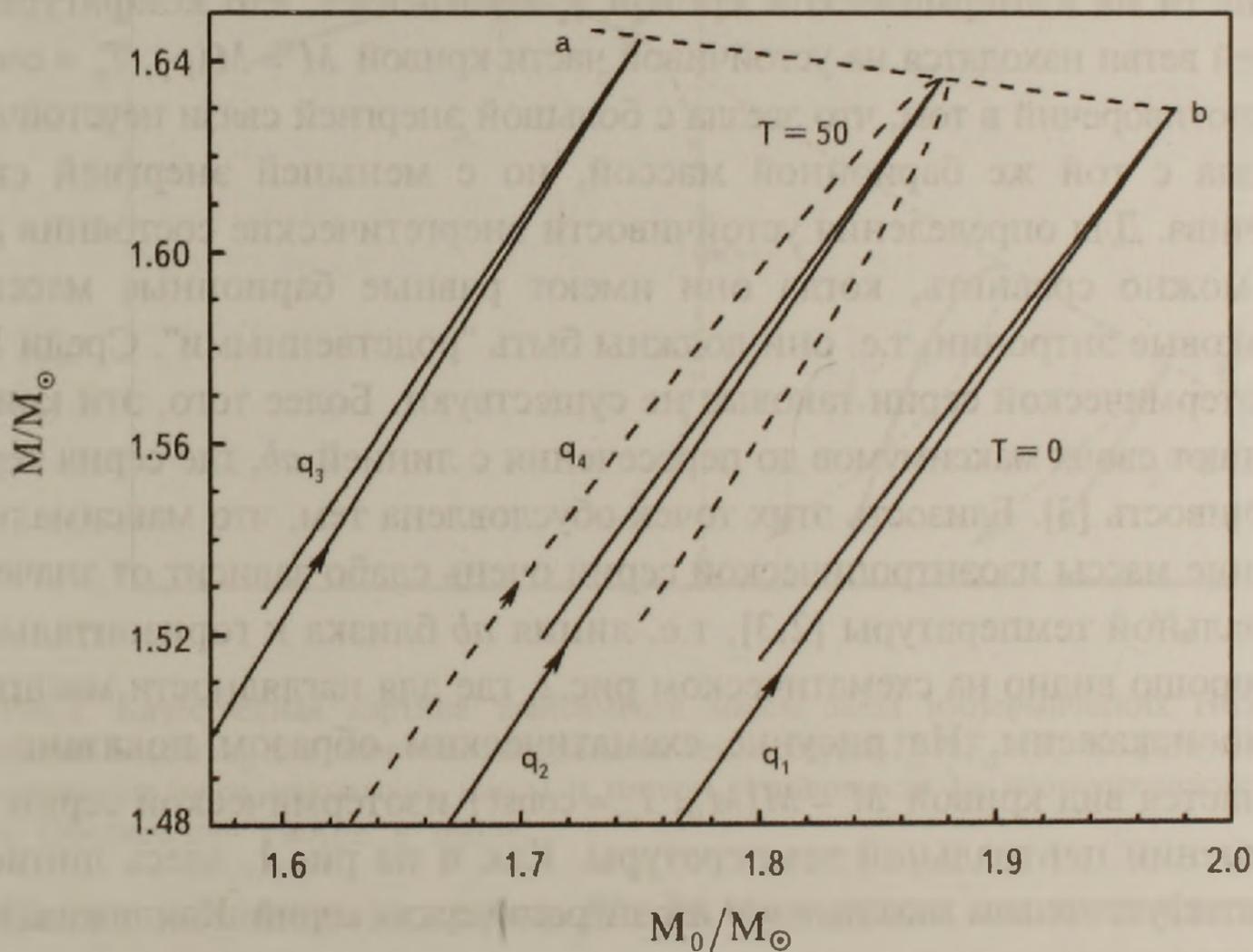


Рис. 1. Зависимость массы странных звезд M от барионной массы M_0 для различных серий звезд. Кривые q_1 - холодная серия ($T=0$), q_4 - изотермическая серия с центральной температурой звезд $T_c = 50$ МэВ, q_2 и q_3 - изоэнтропические серии со значениями энтропии на один барионный заряд $S_b/k = \{3.2; 5.15\}$. Пунктирная линия ab показывает точки потери устойчивости звезд.

изоэнтропических серий, т.е. точкам потери устойчивости каждой серии [3]. На кривых стрелками показаны направления возрастания центральной плотности. Кривые изоэнтропических серий (q_2 , q_3) и холодной серии (q_1) имеют одинаковый вид.

На рис. 1 кривые вышеуказанных серий на максимумах имеют излом. Подробное обсуждение и обоснование этого факта можно найти в [5]. На

одной из изоэнтропических серий выберем две конфигурации с одинаковыми барионными массами M_0 (барионными зарядами M). Эти конфигурации не только изоэнтропичны, но и имеют одинаковые энтропии. Поэтому, одну конфигурацию можно получить от другой адиабатическим сжатием или расширением. В этом смысле их можно назвать "родственными" конфигурациями. Естественно, что из двух таких HSS устойчива та, у которой энергия связи больше. Этого нельзя сказать о HSS с одинаковыми барионными массами из изотермических серий. Эти звезды тоже изоэнтропичны [3], но имеют разные энтропии, что запрещает адиабатические переходы между ними. Следовательно, сравнением энергии связи этих звезд нельзя сделать вывод об их устойчивости. На верхней ветви изотермической кривой q_4 на рис.1 HSS имеет меньшую энергию связи, чем звезда с той же барионной массой из нижней ветви. Направление возрастания плотности на изотермической кривой q_4 показывает, что конфигурации верхней ветви находятся на устойчивой части кривой $M = M(\rho_c, T_c = \text{const})$. Нет противоречий в том, что звезда с большой энергией связи неустойчива, а звезда с той же барионной массой, но с меньшей энергией связи устойчива. Для определения устойчивости энергетические состояния двух HSS можно сравнить, когда они имеют равные барионные массы и одинаковые энтропии, т.е. они должны быть "родственными". Среди HSS из изотермической серии таковые не существуют. Более того, эти кривые достигают своих максимумов до пересечения с линией ab , где серия теряет устойчивость [3]. Близость этих точек обусловлена тем, что максимальное значение массы изоэнтропической серии очень слабо зависит от значения центральной температуры [2,3], т.е. линия ab близка к горизонтальной. Это хорошо видно на схематическом рис.2, где для наглядности масштабы сильно искажены. На рисунке схематическим образом показано как изменяется вид кривой $M = M(M_0, T_c = \text{const})$ изотермической серии при повышении центральной температуры. Как и на рис.1, здесь линия ab соответствует точкам максимумов изоэнтропических серий. Как показывают численные расчеты с повышением температуры у изотермической кривой $M = M(M_0, T_c = \text{const})$ образуется петля, которая увеличивается с повышением температуры серии. На кривых стрелками показаны направления возрастания центральной плотности конфигураций. Кривые $M = M(\rho_c)$ сверхплотных конфигураций после первого максимума имеют бесконечное число осцилляций [8]. Если ограничиться решениями уравнения механического равновесия до первого минимума после максимума этой кривой, то на рис.2 каждой точке ниже линии ab соответствуют одно или два равновесных состояния. С возрастанием центральной плотности конфигураций изотермическая кривая fde проходит через устойчивые HSS (участок fd) и достигает своего максимума в точке A , а потом после совпадения

с линией ab в точке B переходит на неустойчивые конфигурации (участок de). Максимальное значение барионной массы достигается в точке C . Так как линия ab имеет маленькую крутизну (на рис.2 для наглядности это показано с нарушением действительности), то точки максимума A и потери устойчивости B очень близки и находятся сравнительно далеко от точки максимальной барионной массы C [3]. Изотермические кривые на плоскости (M, M_0) в общих точках с линией ab имеют излом, который постепенно сглаживается с повышением температуры серии.

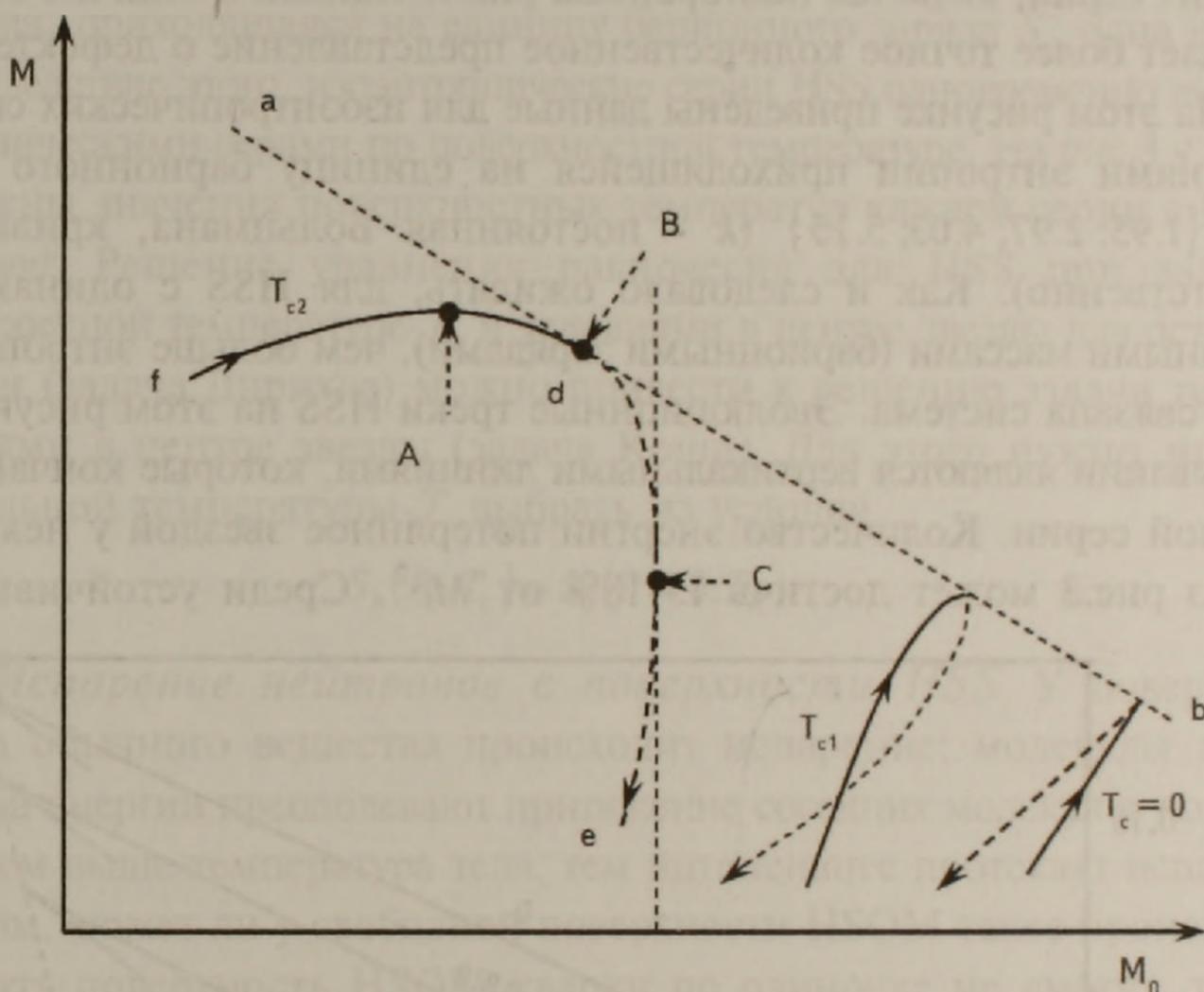


Рис.2. Качественная картина зависимости массы звезд изотермических HSS M от барионной массы M_0 для значений центральной температуры $T_{c2} > T_{c1} > T_c = 0$. (К объяснению расположения точек максимума массы и потери устойчивости на изотермических сериях HSS). Обозначения смотри в тексте.

Появление петель на кривых $M = M(M_0)$ в случае, когда конфигурации характеризуются помимо значения центральной плотности также и значением другого параметра не новость. Для однородно вращающихся сверхплотных конфигураций этим параметром является или угловая скорость вращения Ω , или величина момента вращения L : кривые $M = M(M_0, \Omega)$ однородно вращающихся белых карликов (WD) и нейтронных звезд (NS) у максимумов имеют аналогичные с HSS петли. Если в серии WD или NS звезды имеют одинаковые вращения, то такие петли у кривых $M = M(M_0, L)$ отсутствуют. В случае однородно вращающихся звезд "родственными" являются звезды с одинаковыми барионными массами и одинаковыми моментами вращения. Когда вращение еще и неоднородно, то к этим условиям следует добавить и условие одинаковости распределения

момента вращения в звездах [9].

Исследования зависимости дефекта массы от барионной массы и вышеупомянутых параметров для WD и NS проведены в [10-12].

3. *Дефект массы HSS.* Строго говоря, зависимость массы от барионной массы (рис.1) содержит информацию о численном значении дефекта массы ΔM . В этом смысле рис.3, где показаны зависимости относительного дефекта массы $\Delta M/M$ горячих страннх звезд изоэнтропических серий, является повторением рис.1. Однако в отличие от рис.1, рис.3 дает более точное количественное представление о дефекте массы HSS. На этом рисунке приведены данные для изоэнтропических серий со значениями энтропии приходящейся на единицу барионного заряда $S_b/k = \{1.95; 2.97; 4.03; 5.15\}$ (k - постоянная Больцмана, кривые 2-5, соответственно). Как и следовало ожидать, для HSS с одинаковыми барионными массами (барионными зарядами), чем больше энтропия, тем слабее связана система. Эволюционные треки HSS на этом рисунке при ее остывании являются вертикальными линиями, которые кончаются на холодной серии. Количество энергии потерянное звездой у некоторых HSS из рис.3 может достигь 15-18% от Mc^2 . Среди устойчивых HSS

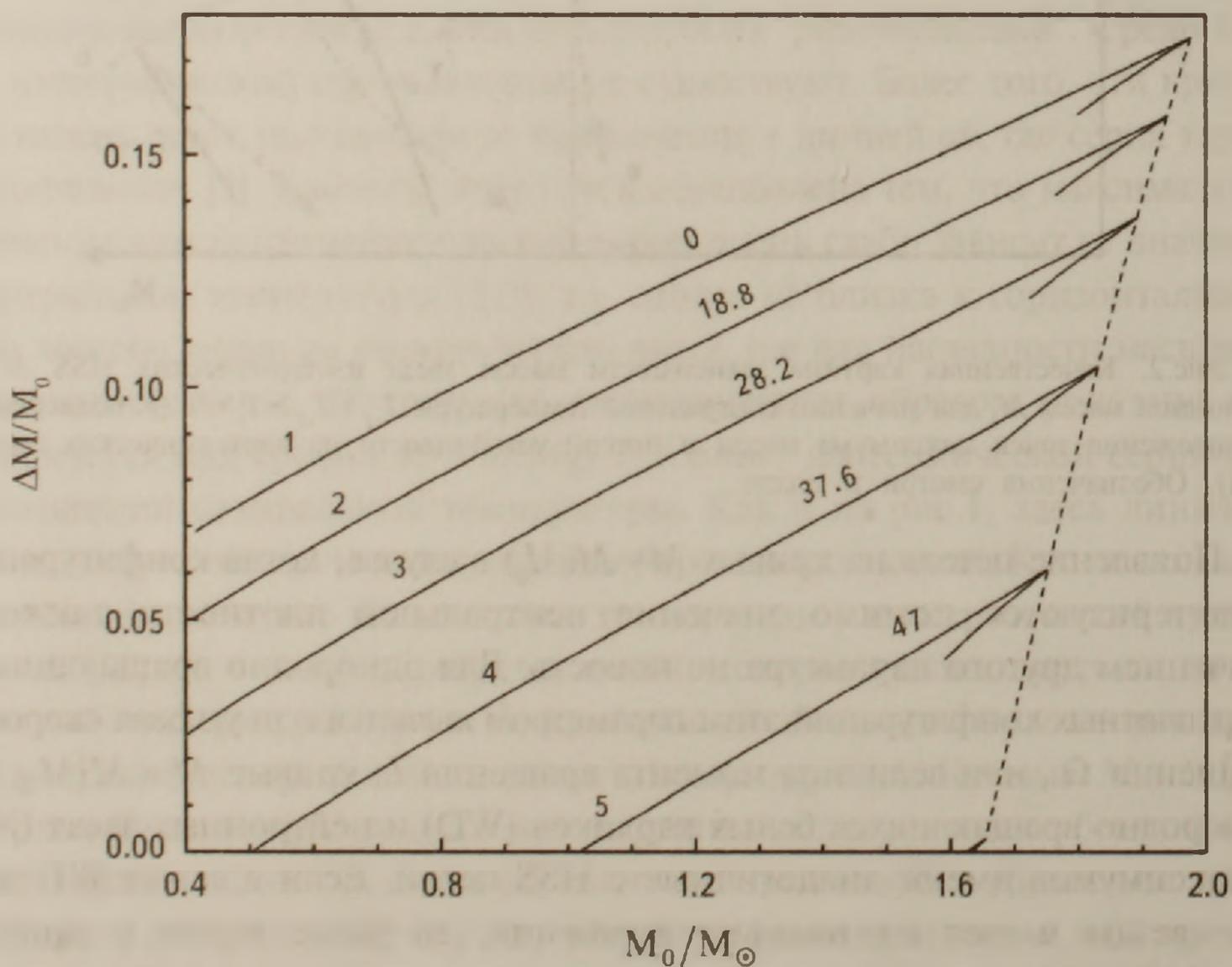


Рис.3. Зависимость относительного дефекта массы $\Delta M/M$ изоэнтропических серий HSS от барионной массы M_0 (кривые 1-5) со значениями энтропии на один барионный заряд $S_b/k = \{0; 1.95; 2.97; 4.03; 5.15\}$, соответственно. У кривых приведены соответствующие значения поверхностных температур T_R этих серий в МэВ-х. Пунктирная линия проходит через максимумы масс этих серий.

существуют такие, которые имеют отрицательный дефект массы (такие HSS на рис.3 отсутствуют). Такое состояние звезды обусловлено только тепловой энергией, и может возникнуть после взрыва сверхновой. Какой будет ее судьба, разрушится ли звезда или нейтринные потери энергии успеют охладить ее, это отдельная задача.

Отметим одну особенность изоэнтропических серий HSS. Все звезды из данной изоэнтропической серии имеют одинаковые поверхностные температуры T_R , так как у всех звезд на поверхности давление $P_R = 0$ и энтропия, приходящаяся на единицу барионного заряда S_b , одна и та же. И как следствие этого, изоэнтропические серии HSS одновременно являются изотермическими сериями по поверхностной температуре. На рис.3 у кривых приведены значения поверхностных температур каждой серии в МэВ-х.

Вывод: Решение уравнения равновесия для HSS при заданной поверхностной температуре T_R и условиями в центре звезды для остальных величин (задача Дирихле) можно привести к решению задачи только с условиями в центре звезды (задача Коши). Для этого нужно значение центральной температуры T_c выбрать из условия

$$S_b(P_c, T_c) = S_b(P = 0, T_R).$$

4. *Испарение нейтронов с поверхности HSS.* У поверхности тела из обычного вещества происходит испарение: молекулы за счет тепловой энергии преодолевают притяжение соседних молекул и покидают тело. Чем выше температура тела, тем интенсивнее протекает испарение. Выясним, может ли у свободной поверхности HSQM такое происходить. Покинуть поверхность HSQM кварки по одиночке не смогут, так как конфайнмент не позволяет. В SQM кварки как свободные частицы в общей тюрьме. Покинуть HSQM кварки парами в виде π -мезонов тоже не смогут, так как на "создание" антикварка тепловой энергии не хватит (в состав π -мезона входит и антикварк). Остается вариант трех кварков: один u и две d кварки вместе покидают кварковую материю как нейтрон. Понятно, что в HSQM "готовые" нейтроны отсутствуют. Часть времени кварки по тройкам могут проводить в отдельных "камерах" этой общей тюрьмы, в виде барионов. Именно такие образования могут покинуть HSQM в виде нейтронов. Эта ситуация частично аналогична α -распаду атомных ядер. Теория α -распада Гамова [13] основана на том, что в атомных ядрах отдельные образования в виде α -частиц, существуют. Эта теория не только объясняет это явление, но и дает хорошо совпадающие с опытом количественные результаты. Предположим, что в HSQM такие "нейтроны" существуют. Химический потенциал такого конгломерата μ_n определяется потенциалами u и d кварков

$$\mu_n = \mu_u + 2\mu_d \equiv \mu_u + \mu_d + \mu_s.$$

Нейтрон вылетит из HSQM, если $\mu_n - m_n c^2 \geq 0$. При $T=0$ и $P=0$ эта разность в самосвязанном SQM отрицательна. Численные расчеты показывают, что при постоянном давлении, чем выше температура, тем меньше μ_n . Поэтому, чем выше температура HSQM, тем труднее испарение нейтронов. Этот странный результат легко объяснить. С повышением температуры HSQM при постоянной плотности барионного заряда кварков давление поднимается. Следовательно, чтобы сохранилось нулевое значение давления на поверхности, плотность кварков должна уменьшаться. Это приводит к уменьшению химических потенциалов кварков.

Вывод. У поверхности HSQM прямое испарение нейтронов не происходит.

С повышением температуры энергия связи ε_b , приходящаяся на единицу барионного заряда самосвязанного HSQM, увеличивается и может стать положительной. Произойдет ли это при разумных значениях температуры, зависит от конкретной модели кваркового вещества.

5. Критические замечания. Приходящаяся на единицу барионного заряда энергия связи ε_b определяется разницей двух больших величин одинакового порядка. Одна из них - энергия HSQM на единицу барионного заряда ε_n , а другая - энергия покоя нейтрона $m_n c^2$. Численное значение m_n известно с большой точностью. В нашем случае величина ε_n определяется параметрами теории мешка MIT. Неопределенности значений этих параметров настолько значительны, что это приводит к большому разбросу значений ε_n . Следовательно, точность определения энергии связи ε_b как разность двух величин одинакового порядка низка. Подробно останавливаться на этом вопросе здесь не будем. Отметим лишь, что холодное самосвязанное странное кварковое вещество не может находиться в состоянии термодинамического равновесия с другими фазами вещества. При высоких температурах, когда энергия связи ε_b будет положительной, такое равновесие станет возможным. Вопросы связанности и термодинамического равновесия HSQM с другими фазами вещества здесь не рассматриваются.

6. Заключение. Кривые зависимости массы (дефекта ΔM) от барионной массы M_0 , (рис.1 и рис.3) HSS для изоэнтропических серий имеют такой же вид, как и у холодной серии. Эти кривые для изотермических серий у максимума массы имеют петлеобразный вид (рис.1 и рис.2). С повышением температуры серий T_c петля увеличивается. Показано, что близость точек максимальной массы и потери устойчивости на изотермических сериях обусловлена очень слабой зависимостью численного значения максимальной массы от значения температуры T_c . Показано, что изоэнтропические серии одновременно являются и изотермическими сериями по поверхностным температурам звезд таких

серий.

Авторы выражают благодарность участникам семинаров кафедры теории волновых процессов и кафедры общей физики ЕГУ за обсуждения полученных результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке государственного комитета по науке РА.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: gevorg.hajyan@gmail.com

HOT STRANGE STARS. IV. MASS DEFECT AND STABILITY

G.S.HAJYAN, A.G.ALAVERDYAN

The dependences of the mass and the mass defect on the baryonic mass of the isothermal (the stars with the same core temperature) and the isentropic (the stars with the same entropies per one baryonic charge) series of the hot strange stars are investigated. The stability of these stars is determined by these dependences. It is shown that isentropic series of the hot strange stars are also isothermic series of these stars for the surface temperatures. It is also shown that the proximity of the points of the maximum mass and the loss of stability on the isothermal series is determined by very weak dependence of the numerical value of the maximum mass of strange stars on the value of the central temperature.

Key words: *hot quark stars: hot strange stars: mass defect: the stability of the star*

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.С.Аджян, А.Г.Алавердян, *Астрофизика*, 57, 601, 2014, (*Astrophysics*, 57, 559, 2014).
2. Г.С.Аджян, А.Г.Алавердян, *Астрофизика*, 58, 91, 2015, (*Astrophysics*, 58, 77, 2015).
3. Г.С.Аджян, А.Г.Алавердян, *Астрофизика*, 58, 312, 2015, (*Astrophysics*, in press).

4. *A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.V.Thorne, V.F.Wiesskopf, Phys. Rev., D9, 3471, 1974.*
5. *Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, Релятивистская астрофизика, М., Наука, 1967.*
6. *В.А.Амбарцумян, Г.С.Саакян, Астрофизика, 1, 1, 1965, (Astrophysics, 1, 1, 1965).*
7. *Г.С.Саакян, Н.Л.Вартанян, Астрон. ж., 41, 193, 1964.*
8. *Н.А.Дмитриев, С.А.Холин, Вопросы космогонии, 9, 254, 1963.*
9. *G.S.Bisnovatyi-Kogan, I.D.Vlinnikov, Astron. Astrophys., 31, 391, 1974.*
10. *Ю.Л.Вартанян, А.В.Овсепян, Г.С.Аджян, Астрон. ж., 50, 989, 1973.*
11. *Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, Астрофизика, 11, 517, 1975, (Astrophysics, 11, 345, 1975).*
12. *Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, Астрофизика, 13, 313, 1977, (Astrophysics, 13, 168, 1977).*
13. *G.Gatow, Zs. f. Phys., 51, 204, 1928.*